

*Untersuchungen über die
Totalreflexion*

Peter Bäuml

1961

U n t e r s u c h u n g e n ü b e r d i e

T o t a l r e f l e x i o n

(M i t c m - W e l l e n)

Inaugural - Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig - Maximilians - Universität

zu München

vorgelegt

von

Peter Bäumler

aus München

Juni 1961



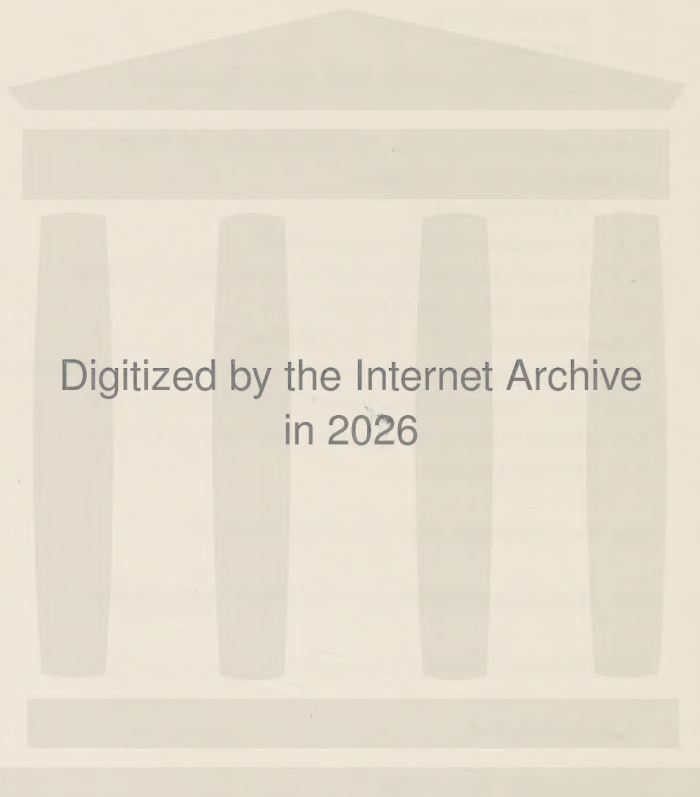
Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 1961

1. Berichterstatter: Professor Dr. W. Gerlach

2. Berichterstatter: Professor Dr. A. Faessler

Inhaltsübersicht

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	1
2. Apparativer Aufbau	3
2.1 Meßanordnung	3
2.2 Prismen	6
2.3 Allgemeine Stör- und Fehlerquellen	6
3. Die Oberflächenwelle im Beugungsfeld eines dielektrischen Prismas	8
3.1 Versuchsaufbau	8
3.2 Stehende Oberflächenwellen	11
3.3 Geometrisches Verfahren zur Darstellung eines Beugungsfeldes	12
3.4 Beugungsfeld um das Prisma	13
3.5 Beugungsfeld um das Prisma bei totaler Reflexion	
3.6. Die Beugungswelle der Oberflächenwelle	16
3.7 Qualitative Aussagen über Intensitätsverhältnisse	18
4. Die Wellenlänge der Oberflächenwelle	19
5. Die Dämpfungskonstante der Oberflächenwelle	20
Schlußbetrachtungen	25
Im <u>A n h a n g</u> :	
6. Historische Übersicht	I
7. Die Oberflächenwelle der Totalreflexion (Zusammenfassung)	III
Anhang: Tabelle numerischer Werte	
Anhang: Interferenzbilder	
Literaturhinweise	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Z u s a m m e n f a s s u n g

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, die bei der Totalreflexion elektromagnetischer Wellen im dünneren Medium auftretende Oberflächenwelle zu untersuchen. Die beschriebenen Versuche werden mit Wellen $\lambda = 1,25$ cm durchgeführt.

An der Basis eines Prismas aus dielektrischem Material überlagern sich der Oberflächenwelle die von den Kan- ten des Prismas kommenden Beugungswellen. Das entstehende Interferenzfeld wird von einer Dipol-Sonde abgetastet und mit einem photographischen Registrierverfahren direkt aufgezeichnet. Es wird die Abhängigkeit der Wellenlänge der ungestörten Oberflächenwelle vom Einfallswinkel und die Abnahme ihrer Amplitude mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche gemessen. Die Ergebnisse befinden sich in guter Übereinstimmung mit den theoretisch geforderten Werten. Durch Annäherung eines zweiten Prismas kann der Reflexionsfaktor bei "Totalreflexion an einer dünnen Lamelle" bestimmt werden, woraus sich die Dämpfungskonstante der inhomogenen Oberflächenwelle ableiten läßt.

1. E i n l e i t u n g

Bei der Totalreflexion wird von der einfallenden Welle entlang der Grenzfläche im dünneren Medium eine inhomogene Oberflächenwelle (Grenzschichtwelle) erregt, die sich parallel zu dieser Grenzfläche und in der Ebene der einfallenden Strahlung fortpflanzt; ihre Amplitude nimmt in das dünnere Medium hinein exponentiell ab. Die Tiefe, bis zu der die Amplitude auf ein $1/e = 37$ % abgeklungen ist, ist von der Größenordnung der Wellenlänge der erregenden Strahlung. Die Flächen gleicher Amplitude fallen nicht mehr mit den Phasenflächen zusammen. Die elektrische Feldstärke besitzt im allgemeinen neben

den zur Ausbreitungsrichtung transversalen, auch longitudinale Komponenten.

Die ersten Versuche zur Totalreflexion längerer, elektromagnetischer Wellen als Licht wurden durchgeführt, bald nachdem solche in den HERZ'schen Wellen zu Verfügung standen (1 und 2). Cl. SCHAEFER und G. GROSS (3) haben im Rahmen der 1910 möglichen Meßgenauigkeit die "Verhinderung der Totalreflexion" untersucht, indem sie der Basis eines totalreflektierenden Prismas ein weiteres näherten. Die Änderung des Phasensprunges einer total reflektierten Welle bei Annäherung einer metallischen Platte an die Grenzfläche wurde von W. CULSHAW und D.S. JONES (4) in Versuchen mit 1,25 cm Wellen gezeigt. E. SEUS (5) hat in einem Versuch mit 3,0 cm Wellen die Strahlversetzung nachgewiesen.

- - - - -

Mit intensiveren, gut bündelbaren cm - Wellen kann man die Oberflächenwelle der Totalreflexion im dünneren Medium exakt nachweisen, die Charakteristika ihrer Wellenlänge und Querdämpfung bestimmen und darüber hinaus die von ihr verursachte Seitenversetzung eines totalreflektierten Strahlenbündels mit einer gegenüber den bisherigen Versuchen mit Lichtwellen unmittelbarer Methode messen. Das Letztere ist in einer vor den vorliegenden Untersuchungen durchgeführten Diplomarbeit geschehen (6). Durch die dort gewonnenen Ergebnisse konnte der theoretisch geforderte Gang der Strahlversetzung mit Brechzahl und Polarisation auch für den cm - Wellen Bereich des elektromagnetischen Spektrums bestätigt werden.

2. Apparativer Aufbau

Zur Messung der Eindringungstiefe der Oberflächenwelle und der Seitenversetzung eines Strahlenbündels sind cm - Wellen besonders geeignet, da die Abtastung des elektromagnetischen Feldes mit Empfängeranordnungen geschehen kann, die klein gegenüber der Wellenlänge sind. Es lassen sich leicht stark gerichtete, eindeutig polarisierte Strahlenbündel herstellen und es stehen Medien mit geeigneter Brechzahl und vernachlässigbarer Absorption zu Verfügung (Asphalt, Paraffin, Kunststoffe).

Aus experimentellen Gründen ist die Wellenlänge von ca. 1,25 cm geeignet.

2.1 Meßanordnung

Die von dem Sender in den freien Raum abgestrahlte Welle fällt in der Entfernung von ca. 5 m auf eine Kathete eines 90° - Prismas aus dielektrischem Material.

Der Mikrowellengenerator hat folgende Eigenschaften:

Generator:	Reflexklystron RAYTHEON 2 K 33 A
Wellenlänge:	1,2 - 1,5 cm; mechanisch verstimmbar (20 - 25 GHz)
Mittlere Leistung:	ca. 40 mW
Betrieb:	moduliert (Rechteck 1 kHz)
Spannungsversorgung:	elektronisch geregelt
Entkopplung:	keine

Direkt an das Klystron ist über einen Rechteckhohlleiter (K - Band; Innenmaße $10,66 \times 4,31$ mm) ein Hornstrahler angeschlossen (Bild 1). Das Horn (Länge $r = 10,5$ cm) mit rechteckiger Öffnung hat in E- und H- Ebene den gleichen Öffnungswinkel von 40° . Bei $r/\lambda = 7$ hat es eine gute Richtwirkung, gleiche Charakteristik in E- und H- Ebene und geringe

Seitenbündel (7). Eine fokussierende Paraffinlinse vor der Öffnung des Hornes verbessert die Richtwirkung (Bild 2). Die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors ist parallel zu der Schmalseite des Rechteckhohlleiters (Schwingung in E- Ebene).

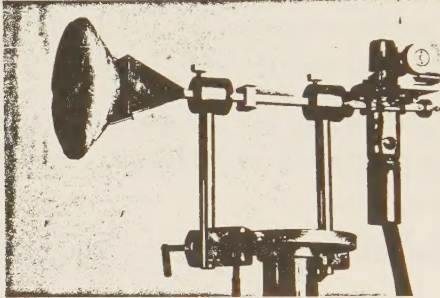
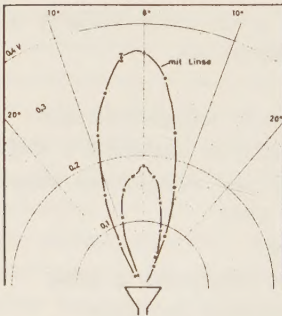


Bild 1: Klystron mit Hornstrahler



Richtcharakteristik des Senderhorns in E -Ebene

Bild 2:

Richtcharakteristik des
Hornstrahlers mit und
ohne Paraffinlinse

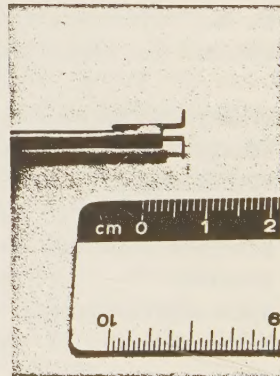


Bild 3:

Dipol - Sonde

Mit einem kleinen $\lambda/2$ Dipol kann die elektrische Komponente des Wellenfeldes in einer zu seiner Längsausdehnung senkrechten Ebene punktwiese abgetastet werden. Durch die Koaxial-Zuführung wird die kreisförmige Empfangscharakteristik des Dipols nur in einem kleinen Winkelbereich geringfügig abgeschattet. Wie Reflexionsmessungen bestätigten, ist die Feldstörung durch den Dipol und seine Zuführung vernachlässigbar klein. Am Ende des Koaxialleiters wird das Signal in einer Diode 1 N 26 gleichgerichtet und so meßbar gemacht.

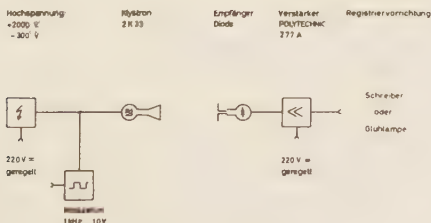
Bei weiteren Messungen wird ein Hornempfänger verwendet (das gleiche Horn wie des Senders) bei dem das empfangene Signal mit der üblichen Hohlleitertechnik zur Anzeige gebracht wird.

Dem in den Dioden gleichgerichteten Signal ist die niederfrequente Modulation überlagert, die in einem Resonanzverstärker (POLYTECHNIC 277 A) bis auf registrierbare Größe verstärkt wird. Die Linearität des Systems

Diode - Verstärker - Meßinstrument

wurde nur grob geprüft, da nur Relativmessungen der Feldstärke innerhalb kleiner Intensitätsbereiche durchgeführt wurden.

Elektronischer Aufbau



B i l d 4: Elektronischer Aufbau

Die Wellenlänge in Luft misst bei allen Versuchen:

$$\lambda_{0,2} = 1,25 \pm 0,01 \text{ cm.}$$

2.2 Prismen

An dielektrischen Materialien für Prismen wurden verwendet schmelzfreies Paraffin (Schm.Pt. 52-54 °C; entgast; Durchmesser der verbleibenden Hohlräume max. 0,2 cm; kleiner als λ ; Brechzahl $n_1 = 1,48 \pm 0,02$). Ferner NIBREN - Wachs D 130 (BasisPolychlornaphtalin; Bayer-Leverkusen; Brechzahl $n_1 = 1,70 \pm 0,03$). Sowie TROVIDUR (Basis: Polyvinylchlorid; Troisdorfer Chemie AG; Brechzahl $n_1 = 1,63 \pm 0,02$).

Die rel. Dielektrizitätskonstante aus der n_1 folgt wurde nach der Kurzschlußmethode im Hohlleiter bei 3,0 und 1,21 cm Wellenlänge gemessen +).

Als ideal reflektierende Vergleichsflächen wurden dünne Al-Folien passender Größe auf die entsprechenden Prismenflächen mit Petroleum aufgeklebt.

Die geometrische Form der Prismen war bei allen Versuchen so gewählt, daß die Welle in die Katheten der Prismen nur senkrecht einfiel. Die Justierung Hornstrahler - Prisma erfolgte durch Autokollimation.

2.3 Allgemeine Stör- und Fehlerquellen

Störende Einstrahlung in die Empfänger durch Bündeldivergenz, Beugung und sekundäre Reflexion ist bei quasi - optischen Methoden mit cm - Wellen kaum zu vermeiden. Solange Störwellen auf ihrem oft vielfach umgelenkten Weg nur feststehende Elemente

+) An dieser Stelle sei den Herrn cand. phys. W. Blum und J. Grziwa für die Durchführung dieser Messungen gedankt.

der Vorrichtung passieren, liefern sie eine konstante Stör-
amplitude, die von der Ausführung des Meßvorganges unabhängig
ist.

Die Phasenlage der Störeinstrahlung von den bewegten Teilen der
Vorrichtung folgt dieser Bewegung und kann daher einen Meß-
effekt vortäuschen. Ihr Einfluß wurde durch geeignete, Reflex-
ionen verhindernde Ausführung herabgesetzt. Die Störampitude
betrug maximal:

$$\frac{\Delta A}{A} = 0,05$$

Beugungswellen von den Kanten und Störreflexionen von den Be-
grenzungsflächen des Prismas selbst sind prinzipiell unvermeid-
lich; ihr Einfluß wird bei den jeweiligen Messungen besprochen.

Bei der Entfernung Sender - Meßort = 5 m kann die einfallende
Wellenfront als hinreichend eben betrachtet werden. Bei der
Breite des Meßfeldes von 10 cm betrug die verbleibende
Bündeldivergenz:

$$\Delta \varphi = 1,1^\circ$$

Die Einstellgenauigkeit des Einfallswinkels auf die Prismen-
basis war:

$$\Delta \varphi_1 = \pm 0,8^\circ$$

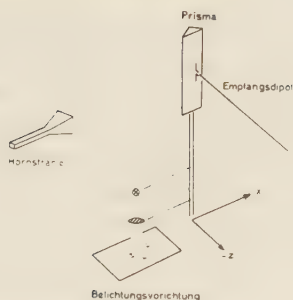
3. Die Oberflächenwelle im Beugungsfeld eines dielektrischen Prismas

Bei allen quasi - optischen Untersuchungen mit cm - Wellen sind störende Reflexionen von den Begrenzungen der brechenden oder reflektierenden Elemente sowie Beugungswellen von deren Kanten zu berücksichtigen. Vorversuche mit im Vergleich zu der Wellenlänge sehr großen Prismen (Basis in Einfallsebene 80 cm) erwiesen die Schwierigkeit, die Oberflächenwelle entlang der Basis eines totalreflektierenden Prismas genügend störungsfrei zu erhalten, um ihre Charakteristika bestimmen zu können. Es wird deshalb bei den nachfolgend beschriebenen Versuchen von vornherein der Weg beschritten, die Oberflächenwelle in einem definierten Beugungsfeld um die Basis eines im Vergleich zu der Wellenlänge nicht großen Prismas (Basis 6 cm) zu untersuchen. Außerdem werden durch einen symmetrischen Strahlengang vor- und zurücklaufende Oberflächenwellen erregt, die miteinander zu einfach analysierbaren "stehenden" Oberflächenwellen interferieren.

3.1 Versuchsaufbau

Die Mikrowellenstrahlung fällt aus 5 m Entfernung auf das dielektrische Prisma aus TROVIDUR (Bild 5). Dieses steht auf dem Tisch eines Meßschlittens, mit dem es an der feststehenden Dipol-Sonde vorbei verschoben wird. Der Meßschlitten erlaubt einen Vorschub in zwei zueinander senkrechten Richtungen; in x - Richtung motorisch in z - Richtung mit der Hand ⁺⁾ . Die Verschiebung des Prismas anstelle der Verschiebung der

+) der Institutswerkstätte unter der Leitung von Herrn J. Scharff, sei für die verschiedenen Anfertigungen gedankt.



B i l d 5: Versuchsanordnung

Sonde ist deshalb vorteilhaft, weil alle in die Sonde einfallende Störstrahlung - bis auf die von der bewegten Prismenhalterung - nur eine konstante Störamplitude gibt und somit keinen Meßeffect vortäuschen kann. Die Feldverteilung wird streifenweise durch zu der Basis des Prismas parallele Verschiebung (x - Richtung) abgetastet. Der Abstand der Meßlinien beträgt $0,2$ cm.

Die von der Dipol-Sonde empfangene Feldstärke wird mittels folgender Anordnung registriert (B i l d 5): Die Helligkeit einer mit dem Meßschlitten starr verbundenen, kleinen Glühlampe wird von der Ausgangsspannung des Anzeigeverstärkers gesteuert. Eine Optik bildet die Leuchtwendel der Glühlampe verkleinert in die Ebene eines Photopapieres ab. Infolge der gekoppelten Führung der belichtenden Glühlampe mit dem die Interferenzen hervorrufenden Prisma entsteht auf dem Photopapier ein maßstabgetreues Bild des Interferenzfeldes, in dem die Stellen großer Schwärzung Interferenz - Maxima, die Stellen keiner Schwärzung Interferenz - Minima darstellen. Das Meßfeld hat die Größe von ca. 16×30 cm; die Aufzeichnung erfolgte auf Reproduktionspapier AGFA Agepe.

Bei der Durchführung der Versuche erwies sich das Interferenzfeld doch soweit von Störwellen überlagert, daß mehr als qualitative Aussagen über die Intensitätsverhältnisse

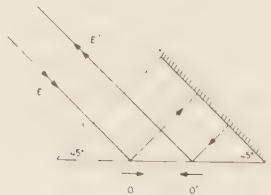
nicht erzielbar waren. (Es stören z.B. auch Beugungswellen, die im Inneren des Prismas an Kanten entstehen und zu einem Teil gebrochen durch die Basis treten). Die verschiedenen Schwärzungsgrade der Aufnahme bieten trotzdem die Möglichkeit, die Intensität bzw. Amplituden des Wellenfeldes grob abzuschätzen. Maximale und gerade verschwindende Schwärzung entspricht einem Verhältnis der Intensitäten von ca:

$$\frac{I_{\max}}{I_{\min}} = 25;$$

Die Basis des Prisma aus TROVIDUR mißt in der x -Richtung 6,0 cm; in der y -Richtung ca. 30 cm. Für das Beugungsproblem kann es als in dieser Richtung unendlich ausgedehnt betrachtet werden. Es wurde bei σ -Polarisation gemessen.

Die relative Lage der Maxima und Minima wird von der Phasenlage der miteinander interferierenden Wellen bestimmt, so daß diese aus dem Interferenzbild mit großer Deutlichkeit entnommen werden kann.

B i l d 6 zeigt den Symmetrischen Strahlengang in dem Prisma mit den beiden Basiswinkeln von 45° . Die Pfeile der Abbildung bezeichnen die Richtung der Wellennormalen; sind also keine Strahlen! Ebenso bei B i l d 8 und 11.



B i l d 6: Symmetrischer Strahlengang

1. Die Welle E fällt senkrecht auf die Begrenzungsfläche I. Die an dieser Fläche partiell reflektierte Teilwelle R wird in die Richtung der Einfallenden zurückreflektiert. Die Begrenzungsfläche III ist parallel der Einfallrichtung und verursacht daher keine störenden Reflexionen.

2. Die an der Basis reflektierte Welle E wird an der mit einer Metallfolie verspiegelten Begrenzungsfläche III in sich zurückreflektiert; E'

3.2 "Stehende" Oberflächenwellen

Auf die Prismenbasis fallen demnach die beiden Wellen E und E' gleicher Amplitude, die im dünneren Medium die gegenläufigen Oberflächen^{-wellen} O und O' erregen. Diese interferieren miteinander und es bilden sich stehende Oberflächenwellen. Bild 7 zeigt dieses Interferenzfeld; wie erwartet, sind in den Randgebieten die Knotenlinien nicht mehr senkrecht zu der Grenzfläche, da dort der POYNTINGvektor der Welle im dünneren Medium erst allmählich in eine zu der Grenzfläche parallele Richtung einbiegt; es also erst allmählich zu der Ausbildung von Oberflächenwellen kommt. (siehe Anhang 7.7) Die Amplitude ist im Mittel nach ca. 0,4 cm auf ein 1/5 abgeklungen, was mit der berechneten Abnahme (Anhang 7.4) übereinstimmt. Die beobachtbare Störung der Amplitude wird von Beugungswellen verursacht, die von den Kanten

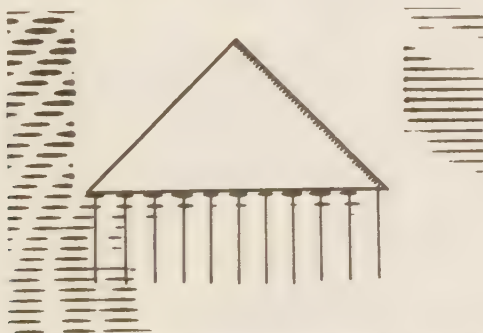


Bild 7: Stehende Oberflächenwellen. Eingezeichnet sind die Knotenlinien senkrecht zu der Grenzfläche.

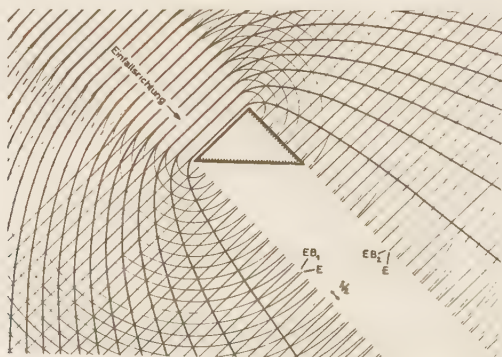
ausgehend, im inneren des Prismas unter verschiedenen Winkeln auf die Basis einfallen und durchtreten oder störende Komponenten der Oberflächenwelle erzeugen.

3.3 Geometrisches Verfahren zur qualitativen Darstellung des Beugungsfeldes

Qualitative Aussagen über den Aufbau eines Beugungsfeldes kann man durch Anwendung des HUYGENS - FRESNELschen Elementarwellenverfahrens erhalten. Es liefert im einzelnen zu einem beliebigen, aber festgehaltenen Zeitpunkt die Phasenflächen aller Wellen, die miteinander zur Interferenz kommen sollen. Die Verbindungen der Schnittpunkte gleicher Phasen ergeben dann den zeitunabhängigen Ort, an dem durch Überlagerung eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung der Feldstärke auftritt.

Nach diesem Prinzip wurden die nachfolgenden Interferenzkurven konstruiert. Zum Vergleich mit den gemessenen sind sie in diese eingezeichnet.

Zur Erläuterung des Verfahrens ist die Konstruktion für den Fall 3.4 in B i l d 8 durchgeführt. Die momentanen Phasenlinien sind auf die reflektierende Begrenzungsfläche I bezogen, d.h. sie fallen vor dieser Fläche mit den Knotenlinien der stehenden Wellen zusammen; ihr Abstand ist $\lambda/2$; die ausgezogenen Kurven entsprechen den Orten relativer Maxima.



B i l d 8: Konstruktion des Interferenzfeldes bei undurchlässiger Basis.

3.4 Beugungsfeld um das Prisma; keine Totalreflexion

Zuerst wurde das Beugungsfeld um ein Prisma untersucht, an dessen Basis keine totale Reflexion stattfindet. (Auf der Prismenbasis eine leitende Metallfolie). Nach B i l d 9 Überlagern sich:

1. Einfallende Welle mit der durch das Prisma ~~gegangenen~~ reflektierten Welle

$$E + E'$$

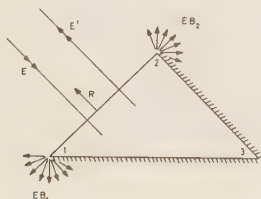
2. Einfallende Welle mit den Beugungswellen von den Kanten

$$E + EB_1$$

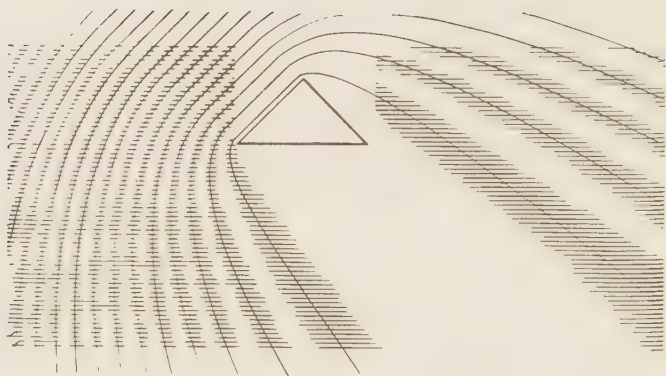
$$E + EB_2$$

Die elektrische Feldstärke erfährt bei der Reflexion an I einen Phasensprung von π und bei der zweimaligen an II einen von $2 \times \pi$. Die Beugungswelle hat gegenüber der einfallenden Welle eine Phasendifferenz von $\frac{\pi}{4}$ (Beugung an einer Halbebene z.B. 8). Wegen des kleinen Reflexionsfaktors von $R = 0,2$ genügt es, die an der Fläche I partiell reflektierte Welle R nur in Form einer die Phasenlinien geringfügig verschiebenden Korrektur zu berücksichtigen (ebenso bei 3.5).

Die Interferenzkurven stellen eine konfokale Parabelschar dar, deren gemeinsame Achse die Grenze des geometrischen Schattens ist. Es entspricht dem B i l d der Beugung an einer unendlichen, undurchsichtigen Halbebene bei der die Halbebenenkante durch jeweils eine der beiden Prismenkanten dargestellt wird.



B i l d 9: Die sich Überlagernden Teilwellen



B i l d 10: Experimentelles Interferenzfeld bei undurchlässiger Basis. Die ausgezogenen Linien sind die konstruierten Interferenzkurven.

Die Kurven decken sich mit dem experimentell gewonnenen Interferenzbild (Bild 10). Im Anhang ist eine Kopie der Original-Aufnahme wiedergegeben.

3.5 Beugungsfeld um das Prisma bei totaler Reflexion

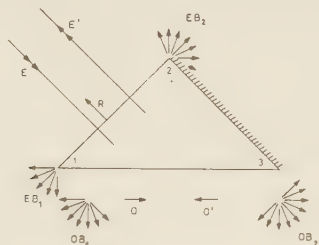
Ohne Metallfolie auf der Basis des Prismas tritt bei der zweimaligen Totalreflexion an II der Phasensprung $2 \times 33,4^\circ$ auf (zur Berechnung siehe Anhang 7.5). Die Phasenlinien sind deshalb gegenüber 3.4 verschoben.

Die an der Basis entlanglaufende Oberflächenwelle 0 bzw. $0'$ wird in den Kantengebieten 1 bzw. 2 gestört und verursacht von dort aus in den Raum ausstrahlende Beugungswellen. Sie scheinen von "virtuellen" Beugungszentren auszugehen, deren Ort in der nachfolgenden Ziffer plausibel gemacht wird. Die zu der einfallenden Welle relative Phase mit der diese Beugungswellen in den virtuellen Wellenzentren erregt werden, entspricht der Phase der Oberflächenwelle an dieser Stelle.

Da die Amplituden der Teilwellen E, E' , EB, OB nicht bekannt sind, ist eine Gesamtüberlagerung nicht möglich. Es werden folgende Teilwellen einzeln überlagert (B i l d 11):

1. $E + E'$
2. $E + EB_1$
 $E + EB_2$
3. Einfallende Welle mit den von den Oberflächenwellen erregten Beugungswellen:
 $E + OB_1$
 $E + OB_2$
4. Diese Beugungswellen miteinander:
 $OB_1 + OB_2$

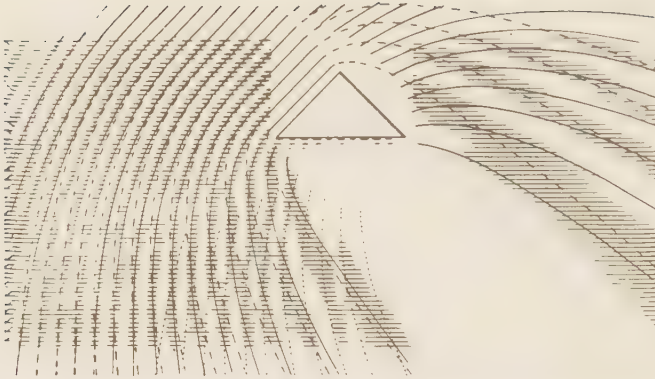
Das Interferenzfeld ist dadurch qualitativ völlig bestimmt, so daß sich noch mögliche Überlagerungen wie $EB + OB$ usw. erübrigen.



B i l d 11: Die sich Überlagernden Teilwellen bei totaler Reflexion an der Basis.

Das auf diese Weise konstruierte Kurvenbild deckt sich wiederum gut mit dem experimentellen Interferenzbild (B i l d 12). In den Gebieten, in denen sich die Kurvensysteme schneiden ist die Interferenzerscheinung deutlich verstärkt, dort wo Maxima - Kurven auf Minima fallen deutlich verwaschen. Zur Erhöhung der Übersichtlichkeit sind die Kurven nur dort gezeichnet, wo die entsprechenden Interferenzen beobachtbar sind.

Dieses Ergebnis rechtfertigt die Annahme von Beugungs-Wellen, die, von der Oberflächenwelle erregt, von definierten Punkten unterhalb der Grenzfläche zum dünneren Medium in den Raum ausstrahlen.



B i l d 12: Experimentelles Interferenzbild. Konstruierte Interferenzkurven:



$$\begin{aligned} E &+ E' \\ E &+ OB_1, OB_2 \\ E &+ EB_1, EB_2 \\ OB_1 &+ OB_2 \end{aligned}$$

3.6 Die Beugungswelle der Oberflächenwelle

Die Annahme einer von der beugenden Kante ausgehenden zylindrischen Beugungswelle ist in unmittelbarer Umgebung der Kante nicht richtig. Geht man von der formelmäßigen Darstellung des asymptotischen Fernfeldes dieser Beugungswelle aus und extrapoliert auf die beugende Kante, so ergibt sich ein nicht reales Unendlichwerden der Amplitude und der Phasensprung $\pi/4$. In Wirklichkeit verhält sich nicht nur die Amplitude, sondern auch die Phase stetig, wenn die einfallende Welle in die gebeugte übergeht (9). Die Extrapolation der im Fernfeld richtigen Beschreibung der Beugungswelle auf deren scheinbaren Quellpunkt und dessen nähere Umgebung ist also unzulässig.

Deshalb ist es unmöglich mittels HUYGENS - FRENSEL'schem Prinzip das Zentrum zu konstruieren, von dem aus die Beugungswelle abstrahlt, die von der an den Kanten gestörten Oberflächenwelle erregt wird. Außerdem wird hierdurch die Abweichung der gemess-

senen Feldverteilung von der konstruierten in der Nähe der Kanten erklärt, da dort innerhalb eines Umkreises der Größenordnung Wellenlänge die einfache Elementarwellen-Konstruktion versagt.

Eine einfache, strahlengeometrische Überlegung macht es plausibel, warum die von der Oberflächenwelle erregten Beugungswellen von den Punkten im dünneren Medium unterhalb der Grenzfläche auszugehen scheinen. Diese Betrachtung liefert keine Aussagen über das unmittelbare Nahfeld (Größenordnung Wellenlänge), gibt die Verhältnisse im zunehmenden Fernfeld aber richtig wieder.

Die Fläche I des Prismas begrenzt das einfallende Wellenbündel, dessen Randstrahlen durch die beiden Kanten (1) bzw. (2) festgelegt sind (Bild 13).



Bild 13: Ursprung der von den Oberflächenwellen erregten Beugungswellen OB_1 und OB_2 .

Wegen des Eindringens in das dünnere Medium wird das auf die Basis fallende Wellenbündel an der scheinbaren Ebene II' reflektiert; der Randstrahl durch die Kante (1) erfährt die Strahlverschiebung t . Der an der Fläche III in sich zurückreflektierte Randstrahl erregt in Z Beugungswellen. Dem gleichbedeutend ist die Anschauung, diese Beugungswellen werden von der zur Welle E' gehörenden Oberflächenwelle O' (Bild 11) erregt. Der Quellpunkt dieser Beugungswellen ist der Punkt Z, wegen der Reflexion an der scheinbaren Ebene II' scheinen die Beugungswellen aber nach Laufweg und Phase von dem Spiegelpunkt Z' herzukommen. Analog wird an der Kante (3), deren Spiegelpunkt als Quellpunkt erscheint, die Beugungswelle von der Oberflächenwelle O erregt.

Die Phase relativ zu der einfallenden Welle, mit der die Beugungswellen OB_1 bzw. OB_2 von ihren scheinbaren Quellpunkten ausgehen, ist jeweils gleich der Phase der Oberflächenwelle O' bzw. O in den entsprechenden Punkten. Der Punkt Z' hat exakt den Abstand $2s$ ($s=0,36$ cm; siehe Tabelle im Anhang) von der Grenzfläche und ist um $2s$ von der Kante versetzt.

3.7 Qualitative Aussagen über Intensitätsverhältnisse

Wegen der schon mehrfach besprochenen Störungen der Amplituden und wegen der Verzerrung der Intensitätsverhältnisse bei der Aufnahme lassen sich aus den Interferenzbildern nur grob qualitative Aussagen über die Intensitäten der Beugungswellen erzielen:

1. Die Intensität der Beugungswelle nimmt linear (Zylinderwelle!) mit dem Radiusvektor der Entfernung von der beugenden Kante ab: Die Interferenzstruktur ist mit zunehmendem Abstand von der Kante verwaschener.

2. Die Intensität der Beugungswelle nimmt mit dem Reflexionsfaktor des Schirmmaterials der beugenden Blende ab: Deswegen ist die Beugungswelle EB_1 (Bild 11, Seite 15) bei totaler Reflexion (Reflexionsfaktor des Dielektrikums) von wesentlich geringerem Einfluß auf das Interferenzbild als bei Belegung der Kante des Prismas mit einer Metallfolie.

4. Die Wellenlänge der Oberflächenwelle

Aus der Periode der "stehenden" Oberflächenwelle, die sich an der Basis des Prismas ausbildet, lässt sich die Wellenlänge der Oberflächenwelle bestimmen.

Anstelle der photographischen Registriervorrichtung der Anordnung 3.1 tritt ein Papier-Schreiber, der die Amplitude der empfangenen Feldstärke aufzeichnet. Die Amplitude der Oberflächenwelle ist in unmittelbarer Nähe der Grenzfläche am größten; die periodischen Feldstärkenschwankungen werden daher nur bis zu Abständen von der Basis von 0,2 cm gemessen. Um den symmetrischen Strahlengang zu erhalten, werden verschiedene Prismen verwendet, deren Basiswinkel dem jeweiligen Einfallswinkel entspricht. Die Begrenzungsfläche I ist bei allen Einfallrichtungen senkrecht zu diesen; Brechung muß nicht berücksichtigt werden. Bis auf den Einfallswinkel 45° ist die Fläche III nicht parallel der Einfallrichtung, so daß störende Reflexion durch teilweise Abdeckung der Fläche I verhindert werden müssen (Bild 14). Die Basis aller Prismen mißt bei diesen Versuchen in x-Richtung 13,0 cm, in y-Richtung ca. 15 cm.

Die Wellenlänge der Oberflächenwelle berechnet sich aus der Beziehung:

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_{c1}}{\sin \varphi_1} = \frac{\lambda_{c2} \cdot n}{\sin \varphi_1}$$

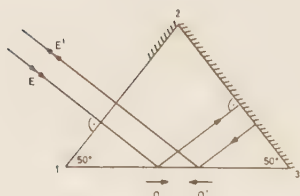
(siehe Anhang 7.3)

Dem sinusförmigen Feld der "stehenden" Oberflächenwellen sind nichtperiodische Störungen überlagert, die von im inneren des Prismas auf die Basis fallenden Beugungswellen und von Störreflexionen verursacht werden. Die Mitteilung über eine große Anzahl von Perioden und über 6 Meßreihen in verschiedenen Abständen von der Basis eliminiert diesen Störeinfluß.

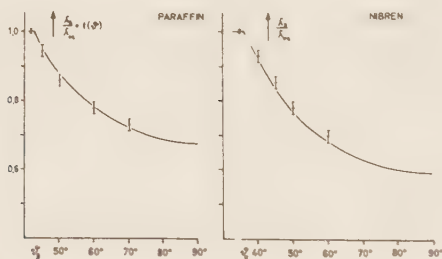
Die verbliebene, statistische Schwankung des Meßwertes für λ_2 von $< 1\%$ liegt innerhalb der Fehlergrenzen von

$$\frac{\Delta \lambda_2}{\lambda_2} = \pm 2\%$$

die sich aus der Unsicherheit ergeben mit der die Werte φ_1 , λ_{c2} , n vorliegen.



B i l d 14: Der Strahlengang im Prisma



B i l d 15: Die experimentellen Werte der Oberflächenwellenlänge im Vergleich mit berechneten Sollwerten (ausgezogene Kurven).

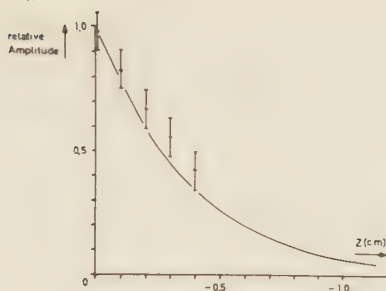
5. Die Dämpfungs konstante der

Oberflächenwelle

Bei allen, bisher beschriebenen Versuchen konnte die nach

$e^{+\gamma z}$; $\gamma = \frac{2\pi}{n \cdot \lambda_{02}} \cdot \sqrt{\sin^2 \varphi_1 - n^2}$; γ - Dämpfungs konstante
erfolgende Abnahme der Amplitude der Oberflächenwelle mit zunehmendem Abstand $-z$ von der Grenzfläche beobachtet werden. Wegen der bei abnehmender Amplitude stärker ins Gewicht fallenden Störwellen gibt die direkte Amplitudenmessung im Feld ungenaue Werte (B i l d 16).

Zu einer genaueren Bestimmung der Amplituden - Abnahme im dünneren Medium und ihrer Abhängigkeit von Brechzahl und Einfallswinkel wird daher der folgende, indirekte Weg begangen:



B i l d 16: Die Amplitudenabnahme der Oberflächenwelle, im Vergleich mit den Sollwerten (ausgezogene Kurve). Normiert auf die Amplitude bei $z = 0$.

Nähert man einer totalreflektierenden Grenzfläche vom dünneren Medium her die ebene Grenzfläche eines weiteren Dielektrikums gleicher oder verschiedener Brechzahl, so wird die Totalreflexion verhindert. Mit abnehmendem Abstand z der beiden Dielektrika kann ein wachsender Bruchteil der Welle die Schicht des dünneren Mediums durchdringen; der Reflexionsfaktor nimmt von 1 ab. Cl. SCHAEFER und G. GROSS haben als erste den Strahlendurchgang aus der MAXWELL'schen Theorie abgeleitet. Die "verhinderte Totalreflexion" oder "Totalreflexion an einer dünnen Lamelle" ist in der Lichtoptik wiederholt zu der Herstellung von Interferenzfiltern benutzt worden (z.B. 10).

Der Gesamtreflexionsfaktor lässt sich einfach aus den Reflexionsfaktoren r_1 bzw. r_2 an den einzelnen Grenzflächen ausrechnen, in dem diese in die bekannte AIRY'sche Formel eingesetzt werden; $\cos \vartheta_1$ wird durch $\frac{i}{n} \sqrt{n^2 \vartheta_1 - n^2}$ ersetzt, da ϑ_2 im Bereich totaler Reflexion imaginär ist und die Welle im Medium II durch die Ausdrücke für die Oberflächenwelle (35 oder 36) beschrieben wird. r_1 bzw. r_2 erhält man aus den FRESNEL'schen Gleichungen (eine detaillierte Durchführung der Rechnung ist in 11 zu finden).

$$r_1^0 = \frac{n_2 \cos \vartheta_1 - i \frac{n_2}{n} \sqrt{n^2 \vartheta_1 - n^2}}{n_1 \cos \vartheta_1 + i \frac{n_2}{n} \sqrt{n^2 \vartheta_1 - n^2}} = e^{-i 2 \varphi_1^0} = e^{i \delta_1^0}$$

$$r_2^0 = \frac{n_3 \cos \vartheta_3 - i \frac{n_2}{n} \sqrt{n^2 \vartheta_1 - n^2}}{n_3 \cos \vartheta_3 + i \frac{n_2}{n} \sqrt{n^2 \vartheta_1 - n^2}} = e^{-i (2 \varphi_2^0 - \pi)} = e^{i \delta_2^0}$$

$$\operatorname{tg} \psi_1^{\sigma} = \frac{\frac{n_2}{n_1} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}}{\cos \vartheta_1}$$

$$\operatorname{tg} \psi_2^{\sigma} = \frac{\frac{n_2}{n_3} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}}{\cos \vartheta_3}$$

In die AIRY - Formel eingesetzt:

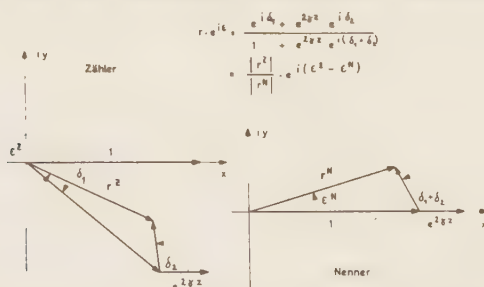
$$r_{\sigma} = \frac{e^{i\delta_1^{\sigma}} + e^{2\gamma^{\sigma}} \cdot e^{i\delta_2^{\sigma}}}{1 + e^{2\gamma^{\sigma}} \cdot e^{i(\delta_1^{\sigma} + \delta_2^{\sigma})}}$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{n \lambda_{02}} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}$$

Für π -Polarisation ändern sich nur r_1^{π}, r_2^{π} , so daß die Phasenfaktoren $\delta_1^{\pi}, \delta_2^{\pi}$ sich aus Folgendem ergeben:

$$\operatorname{tg} \psi_1^{\pi} = \frac{\frac{n_1}{n_2} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}}{\cos \vartheta_1} ; \operatorname{tg} \psi_2^{\pi} = \frac{\frac{n_2}{n_2} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}}{\cos \vartheta_3}$$

Der Betrag des komplexen Reflexionsfaktors, der die Amplitude der reflektierten Welle bestimmt, läßt sich am leichtesten graphisch in der komplexen Zahlenebene konstruieren:



Die Diskussion der Formel für den Reflexionsfaktor ergibt, daß für die Abhängigkeit von der Dicke z der Schicht des dünneren Mediums der Faktor $e^{2\gamma^{\sigma}}$ verantwortlich ist. Dieses γ entspricht der Dämpfungskonstanten

$$\gamma = \frac{2\pi}{n \lambda_{02}} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}$$

der Oberflächenwelle, so daß diese aus den experimentell bestimmten Werten des Reflexionsfaktors abgeleitet werden kann. Wird die nach den obigen Gleichungen geforderte Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der Schichtdicke z bestätigt,

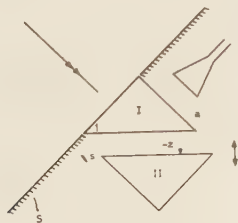
so ist die diesen Gleichungen zugrunde liegende Annahme der nach

e^{yz}

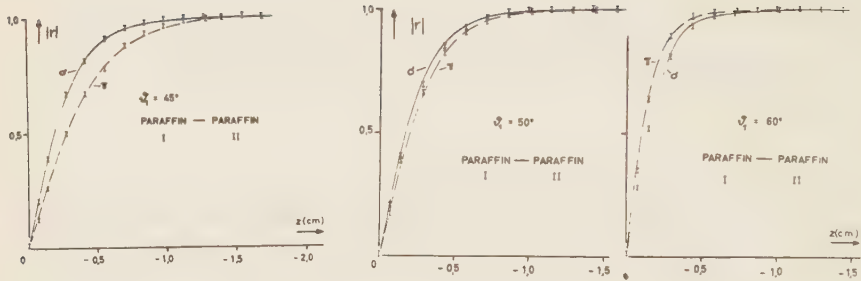
abnehmenden Amplitude der Oberflächenwelle ebenfalls bestätigt.

Bei der Durchführung des Experimentes wird mit dem Empfangshorn die Amplitude der an der Basis des Prisma I reflektierten Welle gemessen, wobei die Basis des Prisma II den variablen Abstand z von der des Prisma I hat (Bild 17). Der Meßwert ist auf die Amplitude bei unendlicher Entfernung des Prisma II normiert, d.h. auf die Amplitude bei ungestörter Totalreflexion, die gleich der Amplitude der einfallenden Welle ist.

Der Schirm S verhindert den direkten Einfall von Strahlung zwischen die beiden Prismen. Die Verschiebung s bringt das Prisma II aus dem Bereich der Kante (1) in dem die Welle im dünneren Medium noch nicht eine zu der Basis parallele Richtung hat. Noch verbleibende, lokale Feldstörungen werden durch die relativ große Öffnung des Empfangshornes, zum anderen durch Meßreihen bei verschiedenen Abständen zwischen Prisma und Empfänger herausgemittelt. Die gemessene Amplitude bezogen auf die Amplitude bei unendlich entferntem Prisma II (ungestörte Totalreflexion; Reflexionsfaktor = 1) gibt den Reflexionsfaktor der bei den Messungen mit einem mittleren Fehler von $\Delta r = \pm 0,01$ behaftet ist. Bild 18 und 20 zeigt die experimentellen Werte im Vergleich mit den theoretisch geforderten. Es wurden Prismen gleicher und verschiedener Brechzahl einander genähert.



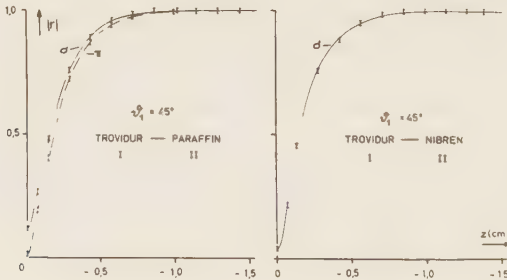
B i l d 17: Versuchsanordnung



B i l d 18 und 19: Reflexionsfaktoren bei Annäherung eines Mediums gleicher Brechzahl. z = Abstand der beiden Medien. Verschiedene Einfallswinkel φ_i .

Innerhalb der Fehlergrenzen zeigen sich keine Abweichungen von dem Erwarteten.

Dieses Ergebnis bestätigt die den Berechnungen zugrunde liegende Annahme, daß - bis zu Schichtdicken von ca. 0,01 λ herab - dünne Schichten die Brechzahl des ausgedehnten Mediums haben.



B i l d 20: Reflexionsfaktor bei Annäherung eines Mediums gleicher, bzw. größerer Brechzahl.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit bestätigen die Existenz der Oberflächenwelle, die sich entlang einer totalreflektierenden Grenzfläche ausbildet. Ihre Wellenlänge, Phasengeschwindigkeit und Querdämpfung wird experimentell in bester Übereinstimmung mit den erwarteten Werten gefunden.

Darüber hinaus wird beobachtet, daß die Oberflächenwelle in den Gebieten, in denen es zu ihrer Ausbildung bzw. Rückbildung kommt (Randgebiete des einfallenden Wellenbündels), Beugungswellen erregt, die in das dünnere Medium ausstrahlen. Wieweit diese Beugungswellen die Totalität der Reflexion stören, d.h. überhaupt die Frage der Energieströmung über die Grenzfläche, insbesondere in den Randgebieten des Wellenbündels, muß unbeantwortet bleiben, da sich bei dem beschriebenen experimentellen Vorgehen die Oberflächenwelle prinzipiell nicht von störenden Beugungswellen isolieren läßt.

Die Messungen stellen die Fortsetzungen von Untersuchungen dar, die Dr. R. Buser begonnen hat. Die Arbeit wurde auf Veranlassung von Prof. Dr. W. Gerlach ausgeführt, dem ich für die Anleitung und das stete Interesse an dem Fortgang der Untersuchungen herzlich danke. Weiter habe ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft für eine Sachbeihilfe bestens zu danken.

6. Historische Übersicht

I. NEWTON folgerte 1719 als erster bei seinen Versuchen über die Berührung zweier leicht konvexer Prismen, daß Lichtstrahlen bei Totalreflexion über die Grenzfläche bis zu einer bestimmten Tiefe in das dünnere Medium eindringen (13). Schon G. QUINCKE schätzte 1866 die Größenordnung der "Eindringtiefe" richtig ab und bemerkte, daß sie von der Polarisierung abhängt (14). Mittlerweile liegen zu dieser Erscheinung viele experimentelle Ergebnisse, wie auch befriedigende quantitative Deutungen vor. An älteren theoretischen Arbeiten seien genannt W. VOIGT (15) und A. EICHENWALD (16), an neueren Arbeiten die von J. PICT (17), F. NOETHER (18) und Cl. SCHAEFER (19), in welchen die Frage der Energieströmung über die Grenzfläche diskutiert und die Abhängigkeit der Eindringtiefe von Einfallswinkel, Brechzahl und Polarisierung angegeben werden. H. ARZELLES (20) hat die Totalreflexion vom Gesichtspunkt der Oberflächenwelle im dünneren Medium eingehend theoretisch untersucht.

Der Gedanke, die Welle im dünneren Medium durch Schwärzung einer photographischen Schicht nachzuweisen, tritt bei E.E. HALL (21) auf. Der Weg, diese Welle durch die Analyse der Sekundärstrahlung von streuenden Teilchen, wie z.B. Ruß, zu untersuchen wird von R.W. WOOD (22) vorgeschlagen und von P. SELENYI (23) und P. FRÖHLICH (24) begangen. R. FLEISCHMANN und R. WITT (25) bestätigen mit dieser Methode, daß das in das dünnere Medium eingedrungene Licht im allgemeinen Fall beliebiger Polarisierung eine longitudinale Komponente hat.

Erst F. GOOS und H. HÄNCHEN zogen die Folgerung, daß wegen des Eindringens in das dünnere Medium ein begrenztes Lichtwellenbündel bei Totalreflexion eine seitliche Verschiebung erfährt. In einer 1947 erschienenen Arbeit (26) haben sie die Versetzung gemessen, die ein totalreflektierter Lichtstrahl gegenüber der Reflexion an einer Silberschicht auf der Grenzfläche erfährt. K. ARTMANN (27) zeigte in einer theoretischen Arbeit, daß das Interferenzfeld zweier wenig gegeneinander geneigter elektromagnetischer Wellenfronten, die beide im Bereich totaler Reflexion

einfallen, dieselbe Versetzung ergibt. Die Seitenversetzung eines solchen Interferenzfeldes hat H. WOLTER (28) gemessen und Feinheiten geklärt. M. MAECKER (29) hat den Effekt dieser Seitenversetzung bei der Reflexion einer Kugelwelle theoretisch untersucht und die dabei entstehende, ebene Wellenfront experimentell nachgewiesen. Für die Verhältnisse einfallender Kugelwellen hat J. PICT (30) die mit der Seitenversetzung zusammenhängenden Effekte ausführlich theoretisch behandelt. Weitere, allgemeine theoretische Untersuchungen dieser Erscheinung lieferte C.v.FRAGSTEIN. (31).

Werden mechanische Wellen in elastischen Medien totalreflektiert, so treten analoge Erscheinungen auf. Als Beispiel seien nur die Grenzsichtwellen (Oberflächenwellen) der Seismik erwähnt, die in den Arbeiten M.v.SCHMIDT's (32) zur Erklärung der Mitführung von Erdbebenwellen an den Trennflächen verschieden dichter Medien eingeführt wurden. Die Ergebnisse des GOOS - HÄNCHEN Effektes sind von A. SCHOCH (33) und von E. SEUS (5) auf die Verhältnisse von Schallwellen übertragen worden. Wegen der im Vergleich mit Licht wesentlich günstigeren Bedingungen konnten sie die Seitenversetzung eines nahezu parallelen Ultraschallbündels sehr anschaulich demonstrieren und messen. Die Ergebnisse sind von SCHOCH für die gegenüber elektromagnetischen Wellen anderen Voraussetzungen theoretisch erklärt worden.

Wegen desselben Wellenformalismus entspricht der Totalreflexion an einem dünneren Medium die Undurchlässigkeit einer Potentialschwelle für Materiewellen; der teilweise Durchgang von Strahlung bei der "Totalreflexion" an einer dünnen Lamelle" hat sein Analogon in dem wellenmechanischen Tunneleffekt. Ein Versetzungseffekt ist demnach auch bei Materiewellen zu erwarten. H. HORA (34) hat, von der SCHRÖDINGERgleichung ausgehend, ein Wellenbündel streng formuliert und dessen Seitenversetzung bei Reflexion an einer Potentialschwelle berechnet. Er erhielt die gleiche Versetzung wie bei Lichtwellen entsprechender Wellenlänge. Ihre Messung dürfte sich aber wegen der kleineren Wellenlänge als bei Licht noch schwieriger gestalten.

7. Die Oberflächenwelle der Totalreflexion

7.1 Formelzeichen

ϑ_1	= Einfallswinkel
ϑ_2	= Brechungswinkel
ϑ_3	= Grenzwinkel der Totalreflexion
n_1, n_2	= Brechzahl des Mediums (I) bzw. (II)
$\lambda_{01}, \lambda_{02}$	= Wellenlänge im Medium (I) bzw. (II)
λ_2	= Wellenlänge der Oberflächenwelle
v_{01}, v_{02}	= Phasengeschwindigkeit im Medium (I) bzw. (II)
v_2	= Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle
ω	= Kreisfrequenz
$E_{x,y,z}$	= Komponenten der elektrischen Feldstärke der einfallenden Welle
$E_{x,y,z}$	= der reflektierenden Welle
$E_{x,y,z}$	= der Welle im Medium (II)
$E_{\parallel}, E_{\perp}$	= Amplitudenfaktor der einfallenden Welle parallel bzw. senkrecht der Einfallsebene
$R_{\parallel}, R_{\perp}$	= Amplitudenfaktor der reflektierten Welle
$\delta_{\parallel}, \delta_{\perp}$	= Phasensprung der reflektierten Welle
$D_{\parallel}, D_{\perp}$	= Amplitudenfaktor der Welle im Medium (II)
$\delta_{\parallel}^I, \delta_{\perp}^I$	= Phasensprung der Welle im Medium (II)
s_0, s_{π}	= scheinbare Eindringtiefe
t_0, t_{π}	= Strahlverschiebung

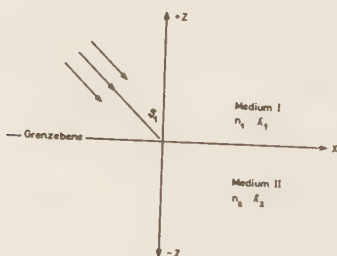
7.2 Die Welle im dünneren Medium

Das Brechungsgesetz
$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{n_2}{n_1} = n$$

ist, wenn $n < 1$, für $\sin \vartheta_2 > n$ nicht erfüllbar, da sonst $\sin \vartheta_2 > 1$, was bedeutet, daß ϑ_2 imaginär würde. Die grobe Erfahrung und die geometrische Optik lehrt: wenn $\vartheta_2 = \vartheta_3$ mit $\sin \vartheta_3 = n$, wird kein Licht in das dünnere Medium gebrochen; es tritt Totalreflexion ein; im Medium (I) gilt das Reflexionsgesetz. In der MAXWELL'scher

Theorie können dagegen die Randbedingungen für den elektrischen bzw. magnetischen Vektor an der Grenzfläche nicht erfüllt werden, ohne die Annahme einer Welle im dünneren Medium. Im Folgenden sind die Formeln angegeben, die zu dieser Welle führen und die ihre Charakteristika beschreiben. (z.B. 35 und 36)

An der unendlichen, ebenen Grenzfläche zwischen den Medien (I) und (II) werde eine unendliche, ebene linear polarisierte Welle total reflektiert. Die $x y$ - Ebene des gewählten, rechtwinkligen Koordinatensystems liegt in der Grenzebene; die negative z - Richtung weist in das dünnere Medium; die $x z$ - Ebene ist die Einfallsebene.



B i l d 1: Koordinatensystem

Im Medium (I) sind die Komponenten der elektrischen Feldstärke: (Betrachtung des magnetischen Vektors erubrigt sich, da alles wesentliche bereits aus dem elektrischen folgt).

$$\left. \begin{aligned} \xi_x^e &= -\cos \vartheta_1 \cdot E_\pi \\ \xi_y^e &= E_\delta \\ \xi_z^e &= -\sin \vartheta_1 \cdot E_\pi \end{aligned} \right\} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \sin \vartheta_1 - z \cos \vartheta_1}{v_{01}} \right) \right]$$

$$\left. \begin{aligned} \xi_x^r &= \cos \vartheta_1 \cdot R_\pi \\ \xi_y^r &= R_\delta \\ \xi_z^r &= -\sin \vartheta_1 \cdot R_\pi \end{aligned} \right\} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x \sin \vartheta_1 + z \cos \vartheta_1}{v_{01}} \right) \right]$$

Im dünneren Medium (II) hat die elektrische Feldstärke folgende Komponenten:

$$\begin{aligned} \vec{E}_x &= i \sqrt{\frac{m^2 c_1^2}{n^2} - 1} D_{\pi} \\ \vec{E}_y &= D_{\beta} \\ \vec{E}_z &= - \frac{m c_1}{n} D_{\pi} \end{aligned} \left\{ \exp \left(\frac{2\pi}{n c_2} \cdot z \cdot \sqrt{m^2 c_1^2 - n^2} \right) \exp \left[i \omega \left(t - \frac{x \sin \epsilon_1}{c_1} \right) \right] \right.$$

Die Verknüpfung der Amplitudenfaktoren R und R bzw. D und D ergibt sich nach den FRENSEL'schen Gleichungen mit:

$$R_{\beta, \pi} = |R_{\beta, \pi}| \cdot e^{i \delta_{\beta, \pi}}$$

$$|R_{\beta}| = E_{\beta} \quad , \quad \tan \frac{\delta_{\beta}}{2} = \frac{\sqrt{m^2 c_1^2 - n^2}}{n c_1}$$

$$|R_{\pi}| = E_{\pi} \quad , \quad \tan \frac{\delta_{\pi}}{2} = \frac{\sqrt{m^2 c_1^2 - n^2}}{n^2 \cdot \cos \epsilon_1}$$

$$D_{\pi, \beta} = |D_{\pi, \beta}| \cdot e^{i \delta_{\pi, \beta}}$$

$$|D_{\beta}| = \frac{2 \cos \epsilon_1}{1 - n^2} E_{\beta} \quad , \quad \tan \delta_{\beta} = \frac{\sqrt{m^2 c_1^2 - n^2}}{\cos \epsilon_1}$$

$$|D_{\pi}| = \frac{2 \cos \epsilon_1}{n^2 \cos^2 \epsilon_1 + \frac{1}{n^2} (m^2 c_1^2 - n^2)} E_{\pi} \quad , \quad \tan \delta_{\pi} = \frac{\sqrt{m^2 c_1^2 - n^2}}{n^2 \cos \epsilon_1}$$

7.3 Die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle

Wenn wir das Argument des zeitabhängigen Termes der Feldstärke im dünneren Medium betrachten (Gleichung 3), so sehen wir, daß es die Form

$$i \omega \left(t - x \frac{\sin \epsilon_1}{c_1} \right)$$

hat, d.h. eine Welle dargestellt wird, die sich in der x-Richtung parallel der Grenzfläche mit der Geschwindigkeit $c_2 = \frac{c_1}{\sin \epsilon_1}$ undeformiert fortpflanzt (Bild 2). Diese Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle steht in einer einfachen Funktion zu dem Einfallswinkel der auf die Grenzfläche fallenden Welle:

$$c_2 = \frac{c_1}{\sin \epsilon_1} = \frac{n c_2}{n \sin \epsilon_1}$$

Sie entspricht der Spurgeschwindigkeit (Projektion auf die Grenzfläche) der einfallenden Welle. Für die allein den später be-

beschriebenen Messungen zugängliche Wellenlänge der Oberflächenwelle ergibt sich daraus:

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_{01}}{\sin \vartheta_1} = \frac{n \lambda_{02}}{\sin \vartheta_1}$$

mit den Grenzfällen:

$$\vartheta_1 = \vartheta_g : \quad \lambda_2 = \lambda_{02} \quad \frac{d\lambda_2}{d\vartheta_1} = - \frac{\lambda_{02} \sqrt{1-n^2}}{n}$$

$$\vartheta_1 = 90^\circ : \quad \lambda_2 = \lambda_{01} \quad \frac{d\lambda_2}{d\vartheta_1} = 0$$

Die Wellenlänge λ_2 nimmt demnach bei zunehmendem Einfallswinkel von der Wellenlänge der einfallenden Welle bis zu der im Medium (II) ab.

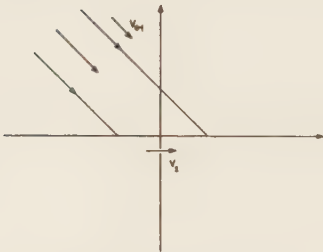


Bild 2: Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle

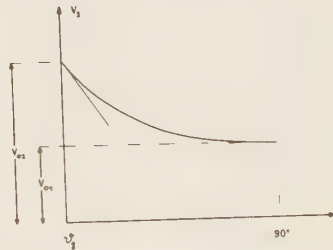


Bild 3: Phasengeschwindigkeit v_2 in Abhängigkeit vom Einfallswinkel.
Grenzwinkel der Totalreflexion

7.4 Die Querdämpfung der Oberflächenwelle

Der Term $e^{\gamma z}$ mit $\gamma = \frac{2\pi}{n\lambda_{02}} \sqrt{\sin^2 \vartheta_1 - n^2}$

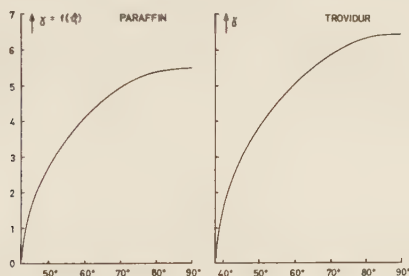
in Gleichung (3) ist für die exponentielle Abnahme der Amplitude mit zunehmendem Abstand von der Grenzfläche verantwortlich (negatives z). Bild 4 zeigt die starke Zunahme der "Dämpfungs-konstante" mit größer werdendem Einfallswinkel.

In Bild 5 ist der Amplitudenfaktor $e^{\gamma z}$ selbst dargestellt. Hervorgehoben sind die Werte z , bei denen die Amplitude auf $1/e = 0,368$ und auf $1/10$ abgesunken ist.

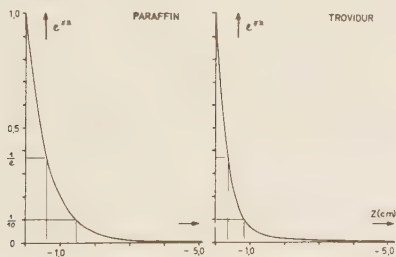
Da bei

$$\gamma \cdot z = -1 \quad \wedge \quad z = - \frac{\delta \cdot z \cdot n}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n^2}}$$

entspricht der e^{-1} Wert von z der später definierten, scheinbaren Eindringtiefe bei - Polarisisation.



B i l d 4: Dämpfungskonstante γ



B i l d 5: Amplitudenfaktor $e^{-\gamma z}$

Die Welle im zweiten Medium ist zu einer "Oberflächenwelle" geworden; einer inhomogenen Welle, die eine merkliche Amplitude nur in unmittelbarer Nähe der Trennfläche zweier Medien besitzt und die sich längs dieser Trennfläche ausbreitet. Die Flächen konstanter Amplitude ($z = \text{const.}$) und konstanter Phase ($x = \text{const.}$) fallen nicht mehr wie bei homogenen Wellen zusammen. Diese Welle gehört zu dem Typ erzwungener Oberflächenwellen, da ihre Existenz an eine sie erregende Führungswelle gebunden ist.

7.5 Die Phasenverschiebung der Oberflächenwelle

Die Diskussion der Amplitudenfaktoren D_σ und D_π ergibt, daß diese bei totaler Reflexion komplex sind, was bedeutet, daß nunmehr Phasendifferenzen zwischen der Welle im dünneren Medium und der Einfallenden auftreten. (Analoges gilt für die Amplitudenfaktoren der reflektierten Welle). Die Berechnung von $\delta_{\sigma/\pi}$ erfolgt nach den Gleichungen (4) und (5). (Siehe Tabelle im Anhang).

7.6 Der Schwingungszustand der Oberflächenwelle

Bei dem allgemeinen Fall beliebiger, linearer Polarisation der einfallenden Welle, d.h. $E_\sigma \neq 0$ und $E_\pi \neq 0$, hat die Oberflächenwelle eine Komponente des elektrischen Schwingungsvektors in der x -Richtung. Wie alle inhomogenen Wellen ist die Oberflächenwelle nicht mehr streng transversal, hat also im allgemeinen eine longitudinale Schwingungskomponente. Sie ist wegen der relativen Phasendifferenz zwischen der σ und der π -Komponente im allgemeinen elliptisch polarisiert. Nur wenn $E = 0$ ist die Oberflächenwelle linear polarisiert und hat keine longitudinale Komponente. Auf den Schwingungszustand wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen; er ist für Licht durch die Analyse der Sekundärstrahlung von Streuteilchen auf der Basis eines totalreflektierenden Prismas untersucht worden (25).

7.7 Die Energieströmung über die Grenzfläche

Bildet man für $\mathcal{V}_1 > \mathcal{V}_2$ den Reflexionskoeffizienten $\mathcal{R}$, so findet man:

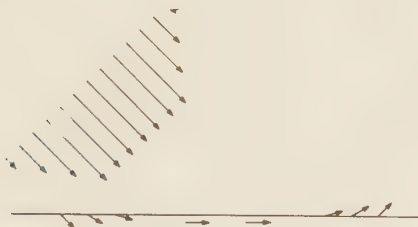
$$\mathcal{R} = \frac{(\mathcal{E}_x^r)^2 + (\mathcal{E}_y^r)^2 + (\mathcal{E}_z^r)^2}{(\mathcal{E}_x^e)^2 + (\mathcal{E}_y^e)^2 + (\mathcal{E}_z^e)^2} = 1,$$

d.h. die ganze Energie der einfallenden Strahlung findet sich in der Reflektierten wieder. Es erhebt sich die Frage, wie das Vorhandensein einer Welle, d.h. einer Energieströmung, im zweiten (dünneren) Medium mit der Totalität der Reflexion vereinbar ist.

Die Untersuchung des POYNTINGSchen Vektors senkrecht und parallel der Grenzfläche ergibt, daß im Mittel keine Energie durch die Trennfläche tritt und daß der Energiestrom parallel der Trennfläche konstant ist. Damit ist - für unendlich ausgedehnte Wellen und für den stationären Zustand - das Paradoxon beseitigt: der einmal im zweiten Medium vorhandene Energiestrom stört die Totalreflexion nicht. Um aber die Frage zu beantworten, wie Energie überhaupt in das zweite Medium hineinkommt, muß man den realen Fall behandeln, daß räumlich und zeitlich begrenzte Wellen einfallen. Die Modifikation der einfallenden Welle durch die geometrische Begrenzung führt dazu, daß in den Randgebieten, in denen die Amplitude der einfallenden Welle zu- bzw. abnimmt, d.h.:

$$\frac{\partial P}{\partial x} \neq 0$$

Energie in das dünnere Medium übertritt bzw. wieder zurückflutet (31). B i l d 6 soll diese Verhältnisse veranschaulichen. Bei den Versuchen sind einzelne Beobachtungen angegeben, die diese Vorstellung bestätigen.



B i l d 6: Die Energieströmung in den Randgebieten.

7.8. Die Strahlverschiebung

Ein seitlich begrenztes Strahlenbündel ist bei totaler Reflexion senkrecht zu der Strahlenrichtung versetzt. Der Fußpunkt des einfallenden Strahles auf der Trennebene ist nicht gleich dem Fußpunkt des totalreflektierten Strahles; der totalreflektierte Strahl scheint an einer Ebene, die hinter der Grenz-

fläche im dünneren Medium liegt, reflektiert zu werden (Bild 7). Die Strahlverschiebung beträgt:

$$t_o = \frac{n_{o2}}{2\pi} \frac{\sin \varphi_1}{\sqrt{\sin^2 \varphi_1 - n^2}}$$

$$t_\pi = t_o \cdot \frac{n^2}{\sin^2 \varphi_1 - n^2 \cos^2 \varphi_1}$$

Die scheinbare Reflexion hat den Abstand s = "scheinbare Eindringtiefe" von der Grenzfläche:

$$s_o = \frac{1}{2 \sin \varphi_1} \cdot t_o$$

$$s_\pi = \frac{1}{2 \sin \varphi_1} \cdot t_\pi$$

Die Bilder 8 und 9 zeigen die Strahlverschiebung als Funktion des Einfallswinkels und als Funktion der Brechzahl.

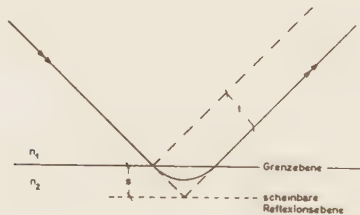
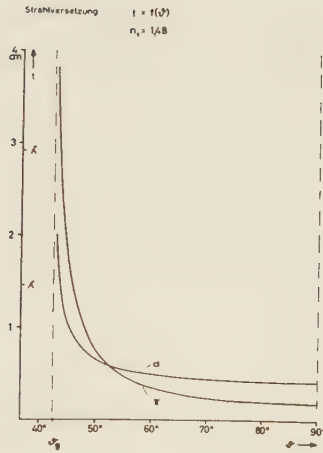
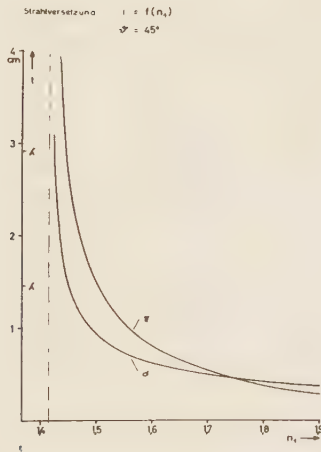


Bild 7: Strahlverschiebung



B i l d 8: Die Strahlverschiebung und Abhängigkeit vom Einfallswinkel.



B i l d 9: Die Strahlverschiebung in Abhängigkeit von der Brechzahl

Medium I Medium II		$\vartheta_1 = 0^\circ \quad \vartheta_2 = 45^\circ \longrightarrow$											
n_1	n_2	n	$\frac{1}{n}$	Polar- winkel		$ r $	$ r_g $	$ r_H $	s_g	[cm]		δ_g	δ_H
				ϑ_g	ϑ_p					s_H	t_g	t_H	
NIBREN $\rightarrow$ Luft (D 130) TROVIDUR $\rightarrow$ Luft Paraffin $\rightarrow$ Luft		0,588	1,70	36,0°	30,5°	0,259	1	1	$s = \begin{cases} 0,21 \\ 0,36 \end{cases}$	0,23	0,30	0,32	115,8°
		0,614	1,63	37,9°	31,5°	0,239	1	1	$s = \begin{cases} 0,36 \\ 0,74 \end{cases}$	0,43	0,51	0,61	103,4°
		0,675	1,48	42,4°	31,1°	0,194	1	1	$s = \begin{cases} 0,74 \\ 1,16 \end{cases}$	1,22	1,04	1,73	66,8°
NIBREN $\rightarrow$ Paraffin TROVIDUR $\rightarrow$ Paraffin Paraffin $\rightarrow$ Paraffin		0,871	1,15	60,6°	41,1°	0,069	0,164	0,027	-	-	-	-	σ
		0,907	1,10	65,1°	42,2°	0,049	0,110	0,012	-	-	-	-	σ
		1	1	-	-	0	0	0	-	-	-	-	-
NIBREN $\rightarrow$ TROVIDUR TROVIDUR $\rightarrow$ TROVIDUR Paraffin $\rightarrow$ TROVIDUR		0,968	1,04	75,5°	44,1°	0,016	0,033	0,011	-	-	-	-	σ
		1	1	-	-	0	0	0	-	-	-	-	-
		1,101	0,91	-	47,8°	0,048	0,037	0,031	-	-	-	-	π

Anhang: Tabelle numerischer Werte

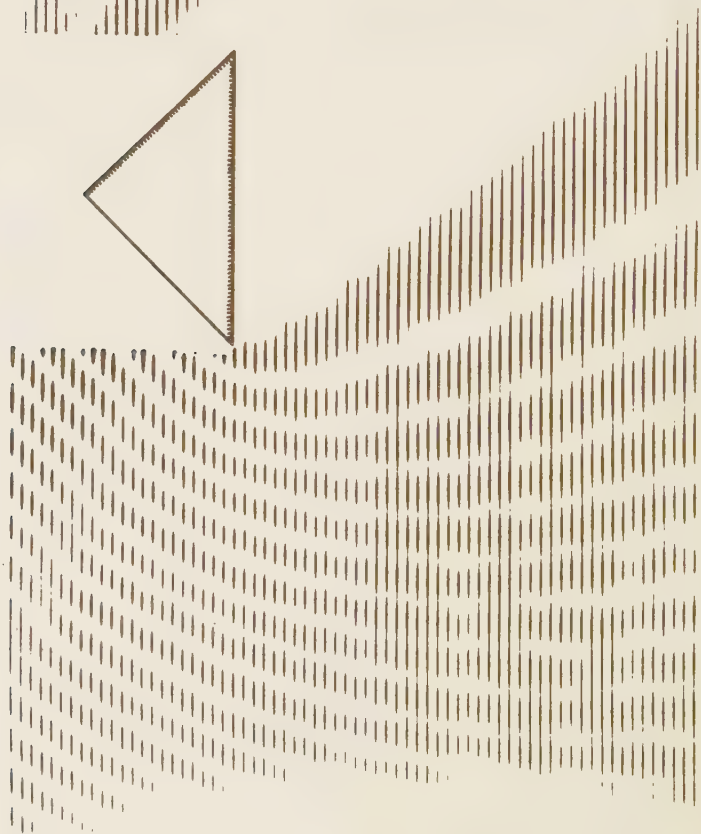
- Anhang -

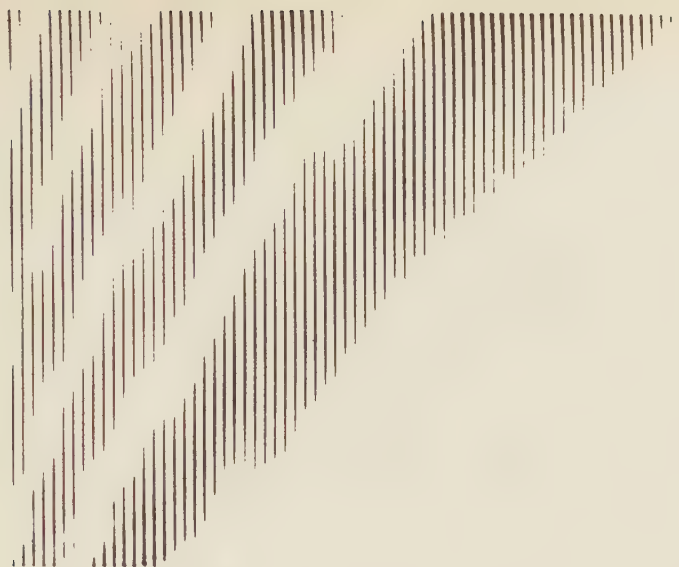
Kopien der experimentell aufgezeichneten Interferenzbilder. Das Prisma ist eingezeichnet.

Originalmaßstab.

1. undurchlässige Basis.
2. Totalreflexion; Oberflächenwellen entlang der Basis.

Die Welle fällt von links oben in die Prismenkathete ein.





L i t e r a t u r h i n w e i s e

- (1) J. CH. BOSE, Phil. Mag. 43, 55 (1897)
- (2) A. RIGHI, "Optik d. elektr. Schwing.", (1898)
- (3) CL. SCHAEFER, G. GROSS, Ann.Phys. 32, 648 (1910)
- (4) W.CULSHAW, D.S.JONES, Proc.Phys.Soc. B 66, 859 (1954)
- (5) E. SEUS, Praxis Phys.Chem. 5, 281 (1956)
- (6) P. BÄUMLER, Diplomarbeit München 1959
- (7) S.SILVER, "Microwave Ant. Theor.", MIT Rad.Lab.Ser.(1949)
- (8) A. SOMMERFELD, "Optik", 226 (1959)
- (9) A. SOMMERFELD, "Optik", 238 (1959)
- (10) H. D. POLSTER, J. Opt. Soc. Amer. 39, 1038 (1949)
- (11) H. ANDERS, Optik 13, 175 (1956)
- (13) I. NEWTON, opt. lib. 2, obs. 1, p. 185 (1719)
- (14) G. QUINKE, Ann.Phys. 1 und 199, (1866)
- (15) W. VOIGT, Gött.Nachr. 1898, Heft 3, 1
- (16) A. EICHENWALD, Ann.Phys. 35, 1037, (1911)
- (17) J. PICHT, Ann.Phys. 3, 433, (1929)
- (18) F. NOETHER, Ann.Phys. 11, 141 (1931)
- (19) CL. SCHAEFER, R. PICH, Ann.Phys. 30, 245 (1937)
- (20) H. ARZELIËS, Rev'd'Optique 27, 205 (1948)
- (21) E. E. HALL, Phys.Rev. 15, 73 (1902)
- (22) R. W. WOOD, "Physical Optics", New York (1924)
- (23) P. SELENYI, Compt.Rend. 157, 1408 (1913)
- (24) P. FRÖHLICH, Ann.Phys. 63, 900, (1920)
- (25) R. FLEISCHMANN, R. WITT, Z.Phys. 1959, 360 (1960)
- (26) F. GOOS, H. HÄNCHEN, Ann.Phys. 1, 333 (1947)
Ann. Phys. 5, 251 (1949)
- (27) K. ARTMANN, Ann. Phys. 2, 87, (1948)
- (28) H. WOLTER, Z. Naturf. 5a, 143 (1950)
- (29) H. MAECKER, Ann. Phys. 10, 115 (1952)
- (30) J. PICHT, Abh. Dt. Akad. Wiss. Berlin 1955
- (31) C. v. FRAGSTEIN, Ann. Phys. 4, 271 (1949)
Cl. SCHAEFER, C.v.FRAGSTEIN, Ann. Phys. 6, 39 (1949)
- (32) O. v. SCHMIDT, Ann.Phys. 19, 891 (1934)
- (33) A. SCHOCHT, Acustica 2, 18 (1952)
- (34) H. MORA, Optik 17, 409 (1960)
- (35) CL. SCHAEFER, "Einf. in die theor. Physik", III,
406 (1949)
- (36) M. BORN, E. WOLF, "Principles of Optics"
46 (1959)

Lebenslauf

Am 27. Mai 1935 wurde ich, Peter Bäumler, in Preßburg (Hauptstadt der ehemaligen Slowakei), geboren. Mein Vater, Ernst Bäumler, ist Kaufmann, meine Mutter eine ehemalige Opernsängerin.

Nach 1945 besuchte ich die Oberrealschule in München Pasing, an der ich 1954 die Reifeprüfung ablegte. Unser Lehrer, Dr. Konrad Hacker, verstand es, bei seinen Schülern Begeisterung für naturwissenschaftliche Fächer zu wecken, so daß meine Berufswahl schon lange vor dem Universitätsstudium festlag.

Im Laufe des darauffolgenden Studiums der Physik wurde ich 1956 von Prof. W. Gerlach in das PIUM - I. Physikalisches Institut der Universität München - aufgenommen.

1959 bestand ich die Diplom-Hauptprüfung mit der Note "sehr gut". Die experimentelle Diplomarbeit hatte zum Thema: "Die Strahlversetzung der Totalreflexion von cm - Wellen".

In den Jahren 1956 bis 1959 war ich Mitglied der "Studienstiftung des Deutschen Volkes".

Z.Zt. bin ich Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am I. Physikalischen Institut der Universität .



